

СТРУКТУРА МАТЕРИИ

Л. И. САРЫЧЕВА

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

STRUCTURE OF MATTER

L. I. SARYCHEVA

A short description of the main working particle accelerators used in experimental studies of the structure of elementary particles is given. The main characteristics of the fundamental particles and four types of interactions are described. The data on proton structure from experiments of electron–proton scattering are also presented.

Кратко описаны основные действующие ускорители высоких энергий, на которых были выполнены эксперименты по изучению структуры элементарных частиц. Приведены данные о структуре протонов, полученные в экспериментах по рассеянию на них электронов, а также основные характеристики фундаментальных частиц и четырех типов взаимодействий.

www.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

В основе современных представлений о строении материи лежит глубокий теоретический анализ экспериментальных данных, накапливаемых в течение последних десятилетий в различных лабораториях мира с использованием сложнейшей экспериментальной техники.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Главным инструментом, позволяющим изучить структуру вещества, является ускоритель частиц, создающий частицы столь высокой энергии, что они способны проникнуть в глубинные области изучаемого микрообъекта.

Из классической оптики известно, что для изучения структуры объекта, имеющего размер d , его надо облучить светом, длина волны которого λ существенно меньше этого размера, то есть $\lambda \ll d$. В основе квантовой (волновой) физики, оперирующей с представлением о частице как о волновом пакете, лежит полученное де Бройлем соотношение между длиной волны λ и импульсом P , который имеет частица: $\lambda = \hbar/P$, где $\hbar = h/(2\pi)$, \hbar — постоянная Планка, $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг · с. Отсюда следует, что частица имеет тем меньшую длину волны, чем больше ее импульс. Понятно поэтому стремление экспериментаторов построить ускорители, способные ускорять частицы до все более высоких энергий.

В настоящее время в мире работают несколько таких машин, ускоряющих заряженные частицы — электроны, протоны и антипротоны до очень высоких энергий. Многие ускорители действуют как в режиме выведенных пучков (когда ускоренные частицы направляются на неподвижную мишень), так и в режиме коллайдеров (когда две частицы, ускоренные до высоких энергий, сталкиваются друг с другом).

Энергетически более выгодным оказывается режим коллайдера, когда сталкиваются два протона, ускоренные до энергии E_1^* и E_2^* . В этом случае суммарная энергия столкновения в системе центра масс $E_1^* + E_2^*$ связана с энергией E одного из протонов,

когда другой неподвижен (то есть в лабораторной системе), соотношением $E = (E_1^* + E_2^*)^2 / (2m_p)$, где $m_p \approx 1 \text{ ГэВ}/c^2$ — масса протона ($1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$, $1 \text{ эВ} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Дж}$). Энергия 900 ГэВ каждого из соударяющихся протонов в настоящее время является максимальной, достигнутой на ускорителе в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (США).

Впервые коллайдер, в котором сталкивались электроны и позитроны, был построен в Новосибирске (ВЭП-2М). Энергия каждого из пучков была 0,7 ГэВ. С 1994 года энергия электронов и позитронов в коллайдере равна 6 ГэВ (ВЭП-4М). В Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария) существует комплекс ускорителей. Сначала был построен протонный синхротрон PS, ускоряющий протоны до энергии ~30 ГэВ. В настоящее время ускоритель PS используется как инжектор для ускорителя SpS, в котором протоны или антипротоны ускоряются до энергии 315 ГэВ. Этот ускоритель может также работать в коллайдерном режиме. Тогда он называется $\bar{p}p$ -коллайдером. Энергия каждого из соударяющихся нуклонов (протона p и антипротона \bar{p}) на этом ускорителе равна 315 ГэВ. SpS-ускоритель, кроме того, используют как инжектор для ускорителя LEP — большого электрон-позитронного коллайдера. В каскаде ускорителей (PS, SpS, LEP) в настоящее время ускоряются электроны и позитроны до энергии 100 ГэВ. На рис. 1 изображена схема этого комплекса.

В США в Стэнфордской национальной лаборатории на SLC-коллайдере сталкиваются электроны и позитроны, каждый с энергией до 50 ГэВ. Кроме коллайдера здесь до недавнего времени работал линейный ускоритель электронов, протяженность ускоряющих элементов которого составляла 3 км. На линейном ускорителе в Стэнфорде были выполнены первые экспе-

рименты по изучению структуры атомных ядер в опытах по рассеянию электронов на ядрах. Эта серия экспериментов закончилась в 50-е годы. Затем в 60-х годах были осуществлены первые измерения структуры протона при рассеянии электронов с энергией ~20 ГэВ на неподвижной мишени, состоящей из протонов. В этих опытах было обнаружено, что внутри протона содержится много точечных образований — партонов.

В Германии, в крупной лаборатории вблизи Гамбурга, сооружен комплекс электронных ускорителей, которые могут работать как в режиме выведенных пучков, так и в коллайдерном режиме. С 1991 года в этой лаборатории начал работать первый в мире электрон-протонный коллайдер HERA (Hadron Electron Ring Accelerator). На этом ускорителе создана уникальная возможность изучать рассеяние электронов с энергией 30 ГэВ на протонах с энергией 820 ГэВ. В ближайшее десятилетие на этом ускорителе можно будет получать наиболее интересные данные как о структуре микрочастиц, так и о других особенностях процессов взаимодействия.

Очевидно, что для изучения структуры микрообъектов помимо высоких энергий облучающих частиц желательно, чтобы эти частицы-снаряды были как можно более простыми — бесструктурными образованиями. На современном уровне наших знаний такими частицами являются лептоны: электрон, мюон, τ -лептон и соответствующие им нейтрино. Среди лептонов наиболее доступен для экспериментов электрон. По всем современным экспериментальным данным он не имеет структуры, по крайней мере до расстояний $\sim 10^{-16} \text{ см}$.

Опыт по изучению структуры микрообъектов выглядит очень просто. Пробная частица-снаряд (например, электрон) налетает на частицу-мишень (например, атомное ядро) и после взаимодействия с частицей-мишенью регистрируют ее кинематические параметры: энергию, импульс, угол вылета, а также вероятность вылета электрона в элемент телесного угла $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$. Эта вероятность $d\sigma/d\Omega$ называется эффективным сечением процесса. По этим экспериментально измеряемым величинам можно определить, какой импульс q был передан частицей-снарядом при взаимодействии частице-мишени. При упругом рассеянии эту величину легко определить по углу рассеяния θ^* в системе центра масс столкновения $q = 2P \sin \frac{\theta^*}{2}$, где P — импульс частицы-снаряда.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Огромное многообразие физических явлений, происходящих при столкновениях элементарных частиц,

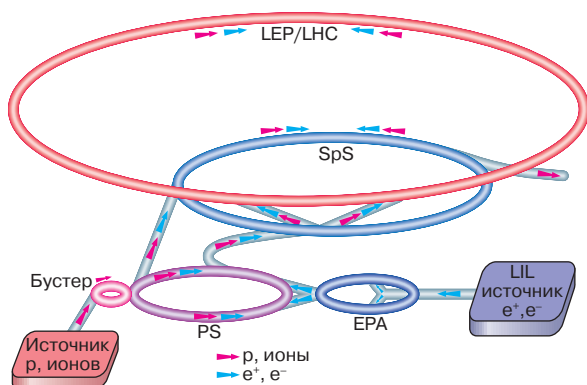


Рис. 1. Схематическое изображение комплекса ускорителей в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН)

определяется всего лишь четырьмя типами взаимодействий: электромагнитным, слабым, сильным и гравитационным (см. [4]).

В квантовой теории взаимодействие описывают в терминах обмена специфическими квантами (бозонами), ассоциированными с данным типом взаимодействия. Для наглядного представления взаимодействия частиц американский физик Ричард Филлипс Фейнман (1918–1988) предложил использовать диаграммы, которые получили его имя (рис. 2). Каждая частица, участвующая в процессе, на диаграмме Фейнмана изображается линией. Свободный левый или правый конец линии обозначает нахождение частицы в начальном или конечном состоянии соответственно. Внутренние линии на диаграммах (то есть линии, не имеющие свободных концов) соответствуют так называемым виртуальным частицам. Это частицы, рождающиеся и поглощающиеся в процессе взаимодействия. Их нельзя зарегистрировать в отличие от реальных частиц. Взаимодействие частиц на диаграмме изображается узлами (или вершинами). Тип взаимодействия характеризуется константой связи α , $\alpha = g^2/(\hbar c)$, где g – заряд источника взаимодействия. α является основной

количественной характеристикой силы, действующей между частицами.

В табл. 1 представлены типы взаимодействий, соответствующие им силы взаимодействия и полевые кванты.

Электромагнитные взаимодействия. Наиболее полно и последовательно изучены электромагнитные взаимодействия, которым подвержены все заряженные частицы и фотоны. Переносчиком взаимодействия является фотон. Для электромагнитных сил константа взаимодействия численно равна постоянной тонкой

$$\text{структуры } \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Примерами простейших электромагнитных процессов являются фотоэффект, комптон-эффект, образование электрон-позитронных пар, а для заряженных частиц – ионизационное рассеяние и тормозное излучение. Теория этих взаимодействий – квантовая хромодинамика – является наиболее точной физической теорией.

Слабые взаимодействия. Впервые слабые взаимодействия наблюдались при β -распаде атомных ядер. И как оказалось, эти распады связаны с превращениями протона в нейтрон в ядре и обратно: $p \rightarrow n + e^+ + \bar{\nu}_e$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Возможны и обратные реакции: захват электрона $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ или антинейтрино $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Слабое взаимодействие было описано Энрико Ферми в 1934 году в терминах четырех-фермионного контактного взаимодействия, определяемого константой Ферми $G_F = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$.

При очень высоких энергиях вместо фермиевского контактного взаимодействия слабое взаимодействие описывается как обменное, при котором осуществляется обмен квантом, наделенным слабым зарядом g_w (по аналогии с электрическим зарядом) и действующим между фермионами. Такие кванты были впервые обнаружены в 1983 году на $\text{Sp}\bar{p}\text{S}$ -коллайдере в ЦЕРНе. Это заряженные бозоны W^\pm и нейтральный бозон Z^0 , их массы соответственно равны $m_{W^\pm} = 80 \text{ ГэВ}/c^2$ и $m_{Z^0} = 90 \text{ ГэВ}/c^2$. Константа взаимодействия α в этом случае выражается через константу Ферми:

$$\alpha_w = \frac{G_F}{\hbar c \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)} = 1,02 \cdot 10^{-5}.$$

На диаграмме Фейнмана (рис. 2, б) показана реакция взаимодействия антинейтрино с протоном, осуществляемая путем обмена W^\pm -бозоном. Такая реакция называется реакцией с заряженным током. Обмен нейтральным Z^0 -бозоном называется реакцией с нейтральным током.

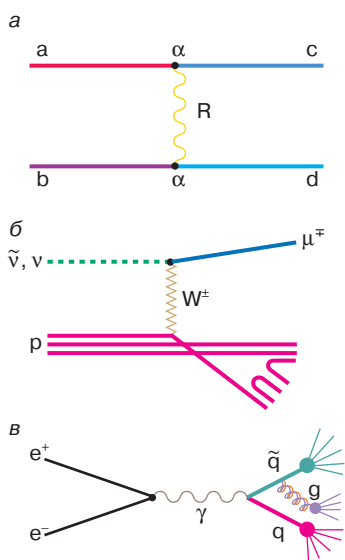


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана: а – для любого типа взаимодействий, здесь а и б – частицы, вступающие во взаимодействие, с и d – образующиеся частицы, волнистой линией изображается виртуальная частица R, которой обмениваются реальные частицы а и б при взаимодействии, буквой α обозначена константа взаимодействия, которая определяется типом сил, действующих между частицами а и б; б – для взаимодействия антинейтрино с протоном путем обмена W^\pm -бозоном; в – для рождения кварковых и глюонных струй в процессе e^+e^- -аннигиляции

Таблица 1. Силы в природе

Силы	Сила взаимодействия (относительные единицы)	Полевой квант	Безразмерная константа взаимодействия	Область проявления
Сильные	~ 15	Пионы	$\alpha_s = \frac{g_s^2}{\hbar c}$	Атомные ядра
	≤ 1	Глюоны	$\alpha_s \approx \frac{1}{\ln(q^2/\Lambda^2)}$	Фундаментальные частицы
Электромагнитные	$\sim 10^{-3}$	Фотоны	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$	Атомы, электротехника
Слабые	$\sim 10^{-5}$	Z^0 -, W^\pm - бозоны	$\alpha_w = \frac{g_w^2}{\hbar c}$	Радиоактивный β -распад, распадные процессы
Гравитационные	$\sim 10^{-38}$	Гравитон	$\alpha_G = \frac{g_G^2}{\hbar c}$	Массивные тела и фотон

После открытия нейтральных слабых токов получила подтверждение гипотеза С. Вайнберга, А. Салама, Ш. Глэшоу о том, что электромагнитные и слабые взаимодействия могут быть объединены в единую электрослабую теорию.

Сильные взаимодействия. Теория сильного взаимодействия строится аналогично электродинамике и называется квантовой хромодинамикой (КХД). Она стала развиваться после высказанной в 1964 году М. Гелл-Маном и Г. Цвейгом (США) гипотезы о существовании кварков. Эксперименты по глубоконеупругому ер-рассеянию подтвердили эту гипотезу. Они показали, что нуклоны не являются точечными объектами, а состоят из кварков. В настоящее время установлено существование шести разновидностей кварков u, d, s, c, b, t и соответствующих им антикварков. Их названия происходят от английских слов *up, down, strange, charm, beauty, truth*. Кварки имеют дробный электрический заряд, равный $+2/3$ заряда электрона (u -, c -, t -кварки) и $-1/3$ заряда электрона (d -, s -, b -кварки). Антикварки имеют противоположные знаки зарядов. Нуклоны состоят из трех кварков (например, протон — uud , нейтрон — udd), а мезоны — из кварка и антикварка (например, π^+ -мезон — $u\bar{d}$, π^- -мезон — $d\bar{u}$). Чтобы избежать противоречия с принципом Паули, при обсуждении строения $\Omega^-(sss)$ -, $\Delta^{++}(uuu)$ - и $\Delta^-(ddd)$ -барионов Н.Н. Боголюбовым, Б.В. Струминским и А.Н. Тавхелидзе, а также М.И. Ханом и И. Намбу было введено новое квантовое число “цвет”, принимающее три значения, условно названные “красный”, “зеленый”, “синий”, причем сумма этих цветов дает бесцветное состояние, то есть состояние, в котором квантовое число “цвет” равно нулю. Взаимодействие между кварками осуществляется путем обмена бозоном, названным глюоном. Это нейтральная безмассовая частица. Главная характеристика

ее цветовой заряд, аналог электрического заряда. Однако вместо двух типов электрических зарядов, названных “плюс” и “минус”, в КХД имеется три цветовых (сильных) заряда: “красный”, “синий”, “зеленый” — и три соответствующих антизаряда. Таким образом, сильный заряд кварков может принимать три значения. Взаимодействие между кварками можно свести к обмену цветом. Глюон наделен двумя цветовыми зарядами. Условное обозначение цветами разных состояний кварков и глюонов дало название и теории взаимодействия кварков и глюонов — квантовая хромодинамика. Экспериментальным подтверждением КХД явилось обнаружение кварковых и глюонных струй в e^+e^- -аннигиляции (рис. 2, в).

В отличие от лептонов, которые наблюдаются в свободном состоянии, кварки и глюоны существуют только в связанном состоянии и не вылетают из адронов. Поэтому для сильных взаимодействий рассматриваются две области: область, для которой радиус взаимодействия r больше размера нуклона r_N , и область, для которой радиус взаимодействия r меньше r_N . В первом случае взаимодействие можно рассматривать как обмен пионом (квантом ядерного поля). В этом случае константа взаимодействия $\alpha_s = g_s^2/(\hbar c) \approx 15$. Во втором случае происходит обмен глюоном и константа взаимодействия имеет более сложный характер и выражается через фундаментальную постоянную КХД-теории Λ ($\Lambda = 100\text{--}300$ МэВ/с), квадрат переданного импульса q^2 и имеет величину, существенно меньшую единицы при больших значениях q^2 :

$$\alpha_s(q^2) \approx \frac{1}{\ln(q^2/\Lambda^2)} \ll 1.$$

Поскольку на малых расстояниях взаимодействие между кварками очень слабое и константа взаимодействия $\alpha_s < 1$, это состояние называется асимптотической свободой. На больших расстояниях ($> r_N$) цветные силы возрастают, они как бы удерживают кварки и не дают им вылететь из адрона. Это состояние невылетания носит название конфайнмента.

Гравитационные взаимодействия. Гравитационное взаимодействие характеризуется гравитационной постоянной $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$, входящей в выражение константы гравитационного взаимодействия $\alpha_G = Gm_N^2/(\hbar c) \approx 10^{-38}$, где m_N — масса нуклона. Эта константа имеет очень малую величину для элементарных частиц. Поэтому для массовой шкалы, принятой в физике высоких энергий, гравитационные силы пренебрежимо малы по сравнению с другими фундаментальными взаимодействиями (см. табл. 1).

Гравитационные эффекты могут быть важны только в том случае, когда гравитационная энергия системы сравнима с полной ее энергией, то есть $GM^2/r = Mc^2$. Оценим, при каких энергиях это может произойти. Если положить расстояние взаимодействия r равным комптоновской длине волны $r = \lambda = \hbar/(Mc)$, то получим $M = \sqrt{\hbar c/G} \approx 10^{-5} \text{ г}$. Этой массе M соответствует энергия $Mc^2 \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$. Такая масса называется планковской массой.

Комптоновская длина волны, соответствующая планковской массе, имеет величину $l_{\text{пл}} = \frac{\hbar}{M_{\text{пл}}} \approx 10^{-33} \text{ см}$. Эта величина интерпретируется как фундаментальная длина, а время $t_{\text{пл}} = \frac{\hbar}{M_{\text{пл}} c^2} \approx 10^{-43} \text{ с}$ — как элементарный временной интервал.

Релятивистской классической теорией гравитационных взаимодействий является общая теория относительности Эйнштейна, которая в пределе слабых гравитационных полей переходит в теорию тяготения Ньютона. В квантовой теории гравитационные взаимодействия переносятся гравитоном частицей с нулевой массой и спином, равным 2. Однако последовательная теория квантовой гравитации до настоящего времени не создана.

КЛАССИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ

Все многообразие наблюдаемых объектов можно классифицировать следующим образом: фундаментальные калибровочные бозоны, имеющие внутреннее квантовое число — спин $J = n\hbar$, $n = 0, 1, \dots$; фундаментальные фермионы: лептоны и кварки со спином $J = (n + \frac{1}{2})\hbar$, $n = 0, 1, \dots$; адроны: мезоны и барионы.

В табл. 2 приведены свойства фундаментальных бозонов, являющихся полевыми квантами в калибровочных теориях, а в табл. 3 — свойства фундаментальных фермионов. Кварки и лептоны объединены в три поколения частиц. Окружающее нас вещество состоит из фермионов первого поколения ненулевой массы. Каждому фермиону соответствует антифермион.

Таблица 2. Свойства фундаментальных бозонов ($J = n\hbar$, $n = 0, 1, \dots$)

Название, символ	Заряд	Масса	Спин
Гравитон G	0	0	2
Фотон γ	0	$< 3 \cdot 10^{-27} \text{ эВ}$	1
Заряженные векторные бозоны W^+ и W^-	± 1	$81,0 \text{ ГэВ}/c^2$	1
Нейтральный векторный бозон Z^0	0	$92,4 \text{ ГэВ}/c^2$	1
Глюоны g , ...	0	0	0
Хиггсы H^0 , H^\pm	0, ?	$\geq 60 \text{ ГэВ}/c^2$, ?	0

СТРУКТУРА ЧАСТИЦ

В настоящее время выполнены многочисленные эксперименты по изучению структуры протона в опытах по рассеянию на них бесструктурных электронов, мюонов и нейтрино на ускорителях в Стэнфорде (США), ЦЕРНе (Швейцария) и Гамбурге (Германия).

Первая оценка размеров объекта по рассеянию на нем частиц была выполнена Э. Резерфордом в 1911 году. Это его знаменитые опыты по рассеянию α -частиц на атомах. В этих опытах он обнаружил ядро и оценил его размер. Формула Резерфорда дает эффективное сечение рассеяния бесспиновой частицы на угол θ на ядре с нулевым спином:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Рез}} = \frac{Z^2(e^2/4\pi)^2}{4P_0^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

где $2P \sin \frac{\theta}{2} = q$ — переданный при упругом рассеянии импульс, $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$, $d\Omega$ — элемент телесного угла.

Рассматривая рассеяние электронов на ядрах и нуклонах, необходимо учесть наличие спинов налетающих частиц. Для эффективного сечения рассеяния таких частиц на бесспиновой частице формула была получена Н.Ф. Моттом. Если же частица-мишень обладает пространственной структурой, формула для эффективного сечения рассеяния на угол θ приобретает вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} |F(q^2)|^2, \quad (1)$$

Таблица 3. Фундаментальные фермионы ($J = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar$, $n = 0, 1, \dots$)

Электрический заряд \longrightarrow		Лептоны		Кварки	
		0	1	-1/3	+2/3
Первое поколение	Символ	ν_e	e	d	u
	Масса	$< 15 \text{ эВ}/c^2$	$0,511 \text{ МэВ}/c^2$	$7 \text{ МэВ}/c^2$	$3 \text{ МэВ}/c^2$
Второе поколение	Символ	ν_μ	μ	s	c
	Масса	$< 0,17 \text{ МэВ}/c^2$	$105,7 \text{ МэВ}/c^2$	$0,15 \text{ ГэВ}/c^2$	$1,5 \text{ ГэВ}/c^2$
Третье поколение	Символ	ν_τ	τ	b	t
	Масса	$< 24 \text{ МэВ}/c^2$	$1784 \text{ МэВ}/c^2$	$4,9 \text{ ГэВ}/c^2$	$180 \text{ ГэВ}/c^2$

Примечание. Приведены массы токовых кварков.

где $F(q^2) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}) \exp\left(\frac{iqr}{\hbar}\right) d^3r$ — так называемый

форм-фактор частицы, а $\rho(\mathbf{r})$ — плотность распределения электрического заряда в частице-мишени. Измерив на опыте эффективное сечение рассеяния, определяем форм-фактор частицы, зная который можно вычислить величину $\rho(\mathbf{r})$. Если форм-фактор имеет вид экспоненциальной функции, $F(q^2) = e^{-q^2 b^2 / 4\hbar^2}$, где b — параметр, то распределение плотности электрического заряда имеет вид $\rho(\mathbf{r}) = \rho_0 e^{-(r/b)^2}$, а среднеквадратичный радиус исследуемого объекта $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{2} b^2$.

В экспериментах по рассеянию электронов на ядрах, выполненных на Стэнфордском линейном ускорителе Р. Хофштадтером, определено распределение плотности электрического заряда практически для всех ядер Периодической системы элементов. Для ядер со средним атомным номером $\rho(r)$ хорошо описывается двухпараметрическим распределением: $\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \exp \frac{r - R_c}{t}\right)^{-1}$, где $R_c = r_0 A^{1/3}$ — радиус на половине плотности, $r_0 = 1,1 \cdot 10^{-13}$ см, $\rho_0 \approx 0,17$ нукл/фм³, t — толщина поверхностного слоя ядра.

Для изучения распределения электрического заряда в нуклоне (протоне или нейтроне) вместо формулы (1) следует воспользоваться другим, более сложным выражением. Причиной является наличие у нуклона спина, равного $\frac{1}{2}\hbar$, и как следствие этого — магнитного момента. Поэтому кроме электрического форм-фактора $F(q^2)$, описывающего распределение электрического заряда, следует учесть еще и магнитный форм-фактор.

Тогда эффективное сечение рассеяния на частице-мишени, обладающей спином $\frac{1}{2}\hbar$, будет иметь вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \left\{ \frac{G_E^2(q^2) + b G_M^2(q^2)}{1 + b} + 2b G_M^2 \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right\}, \quad (2)$$

где $b = \frac{q^2}{4m^2 c^2}$, m — масса нуклона, θ — угол рассеяния, $G_E(q^2)$ и $G_M(q^2)$ — электрический и магнитный форм-факторы. При $q^2 = 0$ форм-факторы G_E и G_M имеют следующие значения: для протона

$$G_E^p(0) = 1, \quad G_M^p(0) = 2,79\mu_N;$$

для нейтрона

$$G_E^n(0) = 0, \quad G_M^n(0) = -1,91\mu_N,$$

где $\mu_N = e\hbar/(2mc)$ — ядерный магнетон.

В результате большой серии экспериментов по упругому рассеянию электронов с энергией 21 ГэВ на нуклонах, выполненных в Стэнфорде, было получено следующее соотношение между электрическими и магнитными форм-факторами протона и нейтрона:

$$G_E(q^2) = \frac{G_M^p(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^n(q^2)}{\mu_n} = G_D(q^2) = \left(\frac{1}{1 + \frac{q^2}{0,71}} \right)^2, \quad (3)$$

$$G_E^n = 0,$$

μ_p и μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона соответственно.

На рис. 3 показана зависимость магнитного форм-фактора протона от квадрата переданного импульса q^2 и аппроксимация этой зависимости так называемым дипольным форм-фактором $G_D(q^2)$.

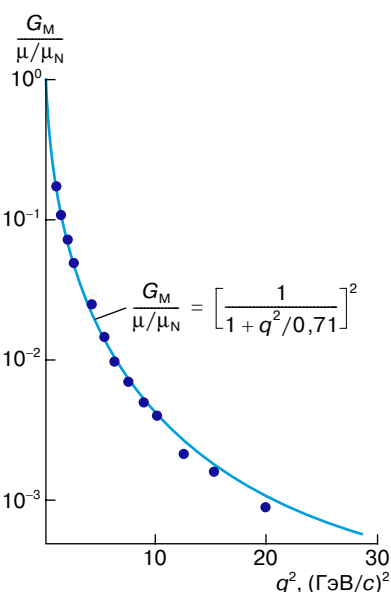


Рис. 3. Зависимость магнитного форм-фактора протона от квадрата переданного импульса q^2 . Сплошная кривая – дипольный форм-фактор

Анализируя соотношение (3), можно сделать следующие выводы о структуре протона и нейтрона: 1) протон и нейтрон не являются точечными объектами, так как их форм-факторы зависят от q^2 ; 2) протон и нейтрон имеют сходную структуру; 3) имеется связь между распределением электрического заряда и магнитного момента; 4) все форм-факторы, кроме G_E^n , имеют одинаковую зависимость от q^2 ; 5) распределение электрического заряда в протоне должно иметь вид

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \quad (4)$$

где $a = \hbar/q_0 = 0,23$ фм. Из этой формулы следует, что протон не имеет резко очерченных границ, причем среднеквадратичные радиусы распределения электрического заряда и намагниченности практически равны: $\langle r_E^2 \rangle_p \approx \langle r_M^2 \rangle_p \approx \langle r_M^2 \rangle_n \approx 0,7$ фм². Значение радиуса протона, полученного в расчетах, в которых предполагалось, что протон окружен облаком виртуальных пионов, качественно согласуется с этой величиной. Определение $\langle r_E^2 \rangle_n$, среднеквадратичного радиуса нейтрона, экспериментально затруднено из-за того, что приходится работать с мишенью из дейтерия, а потом вычитать из полученных величин значения радиусов для протонов. Тем не менее получено, что $\langle r_E^2 \rangle_n = 0,008 \pm 0,006$ фм². Отсюда следует, что нейтрон намагничен, но почти не содержит электрического заряда.

Дальнейшее исследование структуры нуклонов было выполнено в той же лаборатории в Стэнфорде в

экспериментах по глубоко-неупругому рассеянию электронов на протонах.

Разница между упругим и неупругим типами процессов состоит в том, что при упругом рассеянии никакие новые частицы не возникают и энергия электрона после рассеяния остается без изменений, в то время как при неупругом процессе рождаются новые частицы, энергия которых может быть определена по энергии электрона после взаимодействия E' . В случае неупругого процесса следует рассматривать двойное дифференциальное сечение $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}$ в зависимости от q^2 . Эта зависимость при фиксированной энергии E' приведена на рис. 4. Эффективное сечение упругого рассеяния быстро уменьшается с ростом q^2 , что соответствует рассеянию на протяженном объекте. Для неупругого процесса сечение рассеяния почти не зависит от q^2 , то есть рассеяние происходит на точечном центре. Как совместить эти две возможности?

Очевидно, нужно предположить существование в нуклоне какой-то точечной структуры, проявляющейся в глубоко-неупругих процессах. Так возникла идея партонов и затем была доказана их идентичность кваркам. К настоящему времени проведено много экспериментов,

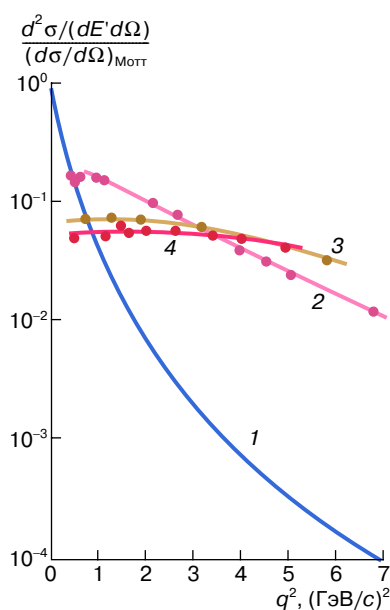


Рис. 4. Двойное дифференциальное сечение $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}$ в зависимости от q^2 для неупругого процесса с различными энергиями E' . Для сравнения показано сечение для упругого рассеяния (кривая 1). Кривые 2, 3, 4 получены при энергиях 2; 3; 3,5 ГэВ соответственно

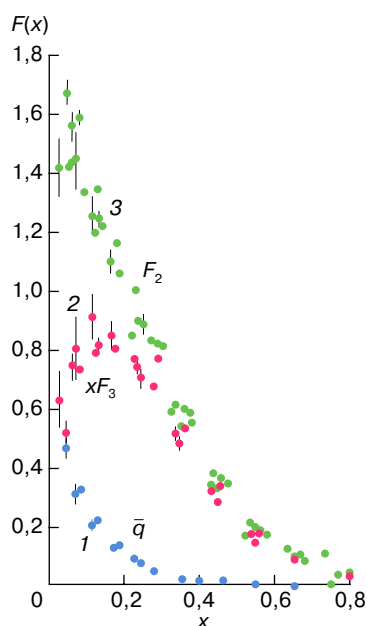


Рис. 5. Структурные функции партонных $F(x)$ в нуклоне в зависимости от доли энергии, уносимой партонем $x = \epsilon/E_p$ (ϵ — энергия партона, E_p — энергия протона), полученные в разных экспериментах: 1 — морские кварки (s); 2 — валентные кварки (v); 3 — партонные (кварки и глюоны)

подтверждающих наличие точечных объектов внутри нуклонов и мезонов.

Кварковая структура адронов. По существующему в настоящее время представлению, барионы состоят из трех кварков, мезоны — из кварка и антикварка. Точечное строение адронов проявляется только при очень больших передаваемых импульсах, на расстояниях $r \sim \hbar/q < 10^{-14}$ см. При малых передаваемых импульсах q налетающий кварк взаимодействует не с отдельным кварком, а со всей совокупностью кварк-антикварковых пар и глюонов, окружающих точечно-подобный кварк, который называется валентным. Окружающие его кварк-антикварковые пары называются морскими кварками. При глубоко-неупругом e^-p -, μ^-p - и νp -рассеянии получены распределения импульсов

кварков в нуклоне, называемые структурными функциями. На рис. 5 приведены структурные функции для валентных кварков (v), кварков и антикварков из моря (s). Из этих данных можно определить долю $x = \epsilon/E_p$ энергии нуклона, заключенную в валентных и морских кварках. Оказывается, $\langle x \rangle_v = 0,4$, $\langle x \rangle_s = 0,1$. Оставшаяся доля $\langle x \rangle = 0,5$ содержится в глюонах, играющих существенную роль в структуре нуклона.

Детальные свойства кварков и глюонов изучаются в экспериментах по аннигиляции электронов и позитронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя мы знаем о структуре мельчайших частиц материи — адронов достаточно много, они по-прежнему остаются для нас до конца неизведанными. Структура же фундаментальных частиц — калибровочных бозонов, лептонов и кварков подлежит изучению в будущих экспериментах. Первые данные об их структуре могут быть получены в экспериментах на ускорителе HERA.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988. 224 с.
2. Физика микромира: Маленькая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1980. 450 с.
3. Арбузов Б.А., Логунов А.А. Частицы и силы: Поиски единства // Наука и человечество: Междунар. ежегодник. М.: Знание, 1979. С. 153—167.
4. Бухбиндер И.Л. Фундаментальные взаимодействия // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 5. С. 66—73.

Рецензент статьи В.В. Михайлин

* * *

Людмила Ивановна Сарычева, доктор физико-математических наук, профессор кафедры космических лучей и физики космоса физического факультета МГУ, зав. лабораторией адронных взаимодействий НИИЯФ МГУ, лауреат премии им. М.В. Ломоносова. Автор около 300 научных публикаций, в том числе шести монографий и нескольких учебных пособий.